

**Der Strahlungseinfang negativer Pionen
aus dem 1s - Niveau in ${}^6\text{Li}$ Lithium**

Dieter Renker

1981

Der Strahlungseinfang negativer Pionen

aus dem 1s-Niveau in ${}^6\text{Li}$ Lithium

Dissertation

der Fakultät für Physik

der Ludwig-Maximilians-Universität München



vorgelegt von

Dieter Renker

aus München

München, den 22. September 1980

1. Gutachter : Prof. Dr. C.Zupančič

2. Gutachter : Prof. Dr. U.Meyer-Berkhout

Tag der mündlichen Prüfung : 20.Februar 1981



Zusammenfassung

Die Rate des Strahlungseinfangs von negativen Pionen aus einem definierten atomaren Niveau, dem 1s-Niveau in ${}^6\text{Li}$, wurde gemessen.

Die angewandte Methode bestand darin, diejenigen der emittierten hochenergetischen Photonen zu registrieren, denen ein pionischer Röntgenstrahl von einem Übergang zum 1s-Niveau vorausging.

Für dieses Experiment wurde das Paarspektrometer am Schweizerischen Institut für Nuklearforschung, das nur leicht modifiziert wurde, für die Messung der hochenergetischen Photonen benutzt und vier NaJ(Tl)-Detektoren zum Nachweis der Röntgenstrahlen.

Die Resultate sind $\Lambda_{1s} = (1,41 \pm 0,15) \cdot 10^{15} \text{ sec}^{-1}$, $(0,33 \pm 0,12) \cdot 10^{15} \text{ sec}^{-1}$ und $(13,9 \pm 1,3) \cdot 10^{15} \text{ sec}^{-1}$ für die Übergänge zum ${}^6\text{He}$ -Grundzustand, zum ersten angeregten Zustand und für die gesamte Strahlungseinfangsrate.

Ein durch diese Koinzidenzmessung ermöglichter Vergleich mit theoretischen Modellen zeigt, daß die experimentellen Werte, wie auch die Daten aus anderen Reaktionen, der inelastischen Elektronenstreuung oder der Photoproduktion von positiven Pionen, gut beschrieben werden durch phänomenologische Wellenfunktionen.

Inhalt

Seite

Einleitung	1
1. Beschreibung der Meßapparatur	5
1.1. Strahlteleskop, Degradier und Target	7
1.2. Das Paarspektrometer	9
1.3. Die NaJ(Tl)-Detektoren	12
1.4. Eichung und Normierung	16
2. Analyse der Daten	19
3. Messungen	22
3.1. Ablauf der Meßprozedur	22
3.2. Die "freien" Photonen	24
3.3. Die "koinzidenten" Photonen	25
3.4. Die Röntgenstrahlen	29
4. Die Populierung des 1s-Niveaus als Test	31
5. Analyse der Spektren der hochenergetischen Photonen	32
6. Ergebnisse	35
7. Vergleich mit theoretischen Modellen	37
Literaturliste	42

Einleitung

Ein System, in welchem ein negativ geladenes Pion im Coulombfeld eines Atomkerns eingefangen ist, wird pionisches Atom genannt. Die ersten experimentellen und theoretischen Hinweise auf die Existenz solcher pionischer Atome stammen bereits aus dem Jahr 1947, dem gleichen Jahr, in dem das Pion entdeckt wurde^{1,2)}. Doch erst mit dem Bau von Teilchenbeschleunigern standen Strahlintensitäten zur Verfügung, die eine genauere Untersuchung pionischer Atome ermöglichten. Wegen der Vielzahl möglicher Kombinationen Teilchen-Atomkern (auch Müonen, Kaonen usw. können eingefangen werden und bilden allgemein "exotische" Atome) lassen sich nun zahlreiche Einzelfragen - wie Eigenschaften des Atomkerns, des Teilchens und der Wechselwirkung zwischen Teilchen und Kern - selektiv untersuchen.

Pionische Atome werden gebildet, wenn man ein negatives Pion in einem Target des gewünschten Elements zur Ruhe kommen läßt. Nachdem das Pion seine kinetische Energie durch Stöße bis auf wenige keV abgegeben hat, wird es im Coulombfeld eines Kerns in einen gebundenen Zustand leicht negativer Energie eingefangen³⁾. Obwohl der Einfangprozess bis heute nicht genau bekannt ist, liegt die Vermutung nahe, daß der erste Schritt, ähnlich dem Augereffekt, im Herausschlagen eines Elektrons besteht, damit das ionisierte Atom das Pion binden kann⁴⁾. Einmal eingefangen, geht das Pion zu immer tieferen, d.h. stärker gebundenen Zuständen über, wobei elektromagnetische Dipolübergänge mit strahlungslosen Augerübergängen konkurrieren und wobei die Wahrscheinlichkeit für die Besetzung von Zuständen mit maximalem Drehimpuls ($l=n-1$) im Verlauf der Kaskade zunimmt⁵⁾. Die Zeit, die das Pion braucht, um zum Grundzustand zu gelangen ist von der Größenordnung 10^{-12} bis 10^{-14} Sekunden, ist also kurz im Vergleich zur Lebensdauer des negativen Pions von $2,6 \cdot 10^{-8}$ Sekunden. Das "Leben" eines pionischen Atoms endet deshalb mit dem Einfang des Pions durch den Kern. Bei den leichtesten Kernen wird das Pion erst aus dem $1s$ -Niveau ein-

Unter den durch Pionen induzierten Kernreaktionen ist der Strahlungseinfang eine der einfachsten, weil das Photon im Endzustand keine nennenswerte Wechselwirkung mit dem Kern hat. Das führt zu klaren theoretischen Voraussagen für die Bevölkerung von niedrigliegenden Zuständen, die durch eine relativ einfache γ -Spektroskopie untersucht werden können. Außerdem können sehr hohe und sonst nur schwer erreichbare Anregungen des Korns (bis 40 MeV), die sog. Riesenresonanzen, erzielt werden.

Die Probleme liegen in der relativ schlechten Auflösung bei der Messung der Photonenenergie (0,9 MeV bei $E_\gamma = 130$ MeV) und in den kleinen Verzweigungsverhältnissen. Die Analyse der bisher gemessenen Photonspektren wurde zusätzlich erschwert durch die Unkenntnis des atomaren Niveaus, aus dem das Pion eingefangen wurde.

Dieses letzte Problem wurde in der vorliegenden Arbeit durch eine Koinzidenzmessung vermieden. Es wurden diejenigen hochenergetischen Photonen - registriert durch das Paarspektrometer - herausgefiltert, die von einem Röntgenstrahl aus dem Übergang des Pions zum 1s-Niveau begleitet waren und in einem von vier NaJ(Tl)-Detektoren nachgewiesen wurden.

Für diese Messung wurde ${}^6\text{Li}$ als Targetkern gewählt. Der Übergang ${}^6\text{Li}_{\text{Grundzustand}} (J^\pi = 1^+) \rightarrow {}^6\text{He}_{\text{Grundzustand}} (0^+)$ gilt als guter Testfall für theoretische Modelle, weil der β -Zerfall des Endkerns ${}^6\text{He}$ bekannt ist⁸⁾ und weil die Rate des Müonen-Einfangs am isobarischen Analogkern ${}^6\text{Li}$ bereits gemessen wurden⁹⁾. Außerdem existieren gute Daten aus der inelastischen Elektronenstreuung zum 0^+ -Analogzustand in ${}^6\text{Li}$ bei 3,562 MeV (Ref. 10 und 11), dessen γ -Zerfallsbreite bekannt ist⁸⁾, und aus der Photoproduktion von positiven Pionen an der Schwelle (${}^6\text{Li}_{\text{Grundzust.}} (\gamma, \pi^+) {}^6\text{He}_{\text{Grundzust.}})$ ¹²⁾.

Die Ergebnisse der Messung werden im letzten Kapitel mit den theoretischen Vorhersagen verglichen. Es zeigt sich, daß phänomenologische Wellenfunktionen konstruiert werden können, die sowohl die Daten aus den schwachen und elektromagnetischen Prozessen gut beschreiben, als auch die Ergebnisse der Messungen des Strahlungseinfangs und der Photoproduktion von Pionen.

1.) Beschreibung der Messapparatur

Die Messapparatur für das Experiment, das hier beschrieben werden soll, wurde Anfang 1975 an einem Pionenstrahl des Schweizerischen Instituts für Nuklearforschung, dem sog. $\pi E1$, aufgebaut (Abb.1).

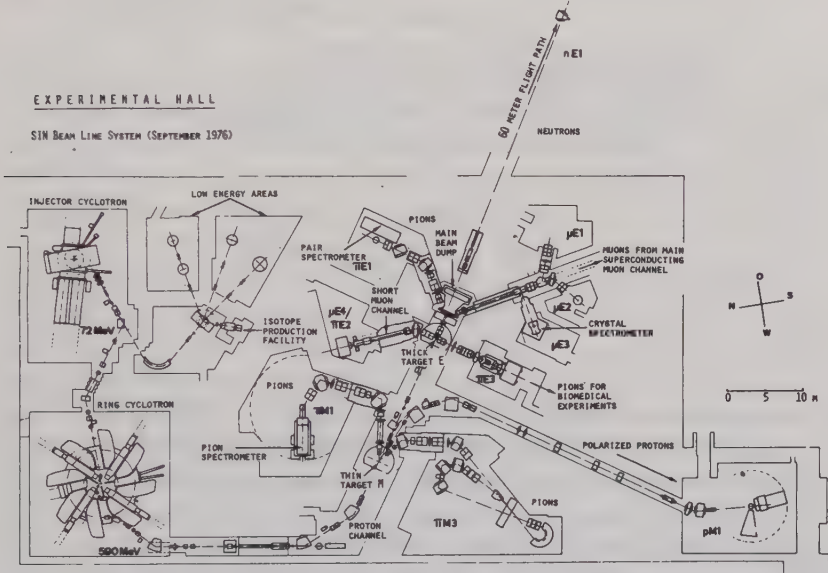


Abb. 1: Gesamtansicht der Experimentierhalle des Schweiz. Instituts für Nuklearforschung.

Nach der Funktion läßt sich die Meßapparatur in der folgenden Weise unterteilen :

1. ein Degradier, ein Target und ein Strahlteleskop dienen dem Abbremsen, Stoppen und Nachweis eines gestoppten Pions;
2. mit dem Paarspektrometer wird die Energie eines hoch-energetischen Photons aus der Strahlungseinfangreaktion bestimmt;

3. vier NaJ(Tl)-Detektoren messen die Röntgenstrahlen aus den Übergängen im pionischen Targetatom.

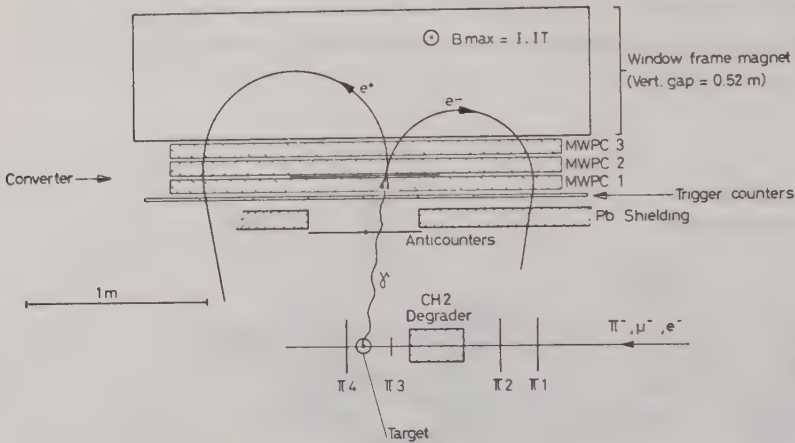


Abb. 2: Schematische Darstellung der Meßapparatur. Nicht eingezeichnet sind die NaJ(Tl)-Detektoren. Sie sind in einem Abstand von 20 cm um das Target gruppiert.

Die beiden ersten Teile wurden in der gleichen Form wie in diesem Experiment benützt für die Messungen des Strahlungseinfangs an einer Vielzahl von Kernen und wurde bereits im Detail beschrieben¹³⁾. Hier wird deshalb nur ein kurzer Überblick gegeben. Die NaJ(Tl)-Detektoren sind spezifisch für dieses Experiment und werden ausführlicher behandelt.

Der Pionenkanal $\pi E1$ liefert einen hochintensiven und hoch-energetischen Strahl von Pionen, die unter 0° in Bezug zum primären Protonenstrahl extrahiert werden. Nach einem 17,8 m langen achromatischen Transportsystem wird der Pionenstrahl auf das externe Target des Experiments fokussiert. Er läuft in Vakuum bis zum letzten Quadrupol des Transportsystems und anschließend 120 cm in Luft. Das Experiment wurde durchgeführt bei Pionenimpulsen von 200 und 220 MeV/c. Bei einem Impulsband

von $\Delta p/p = \pm 1\%$ und einem Protonenstrom von $50 \mu\text{A}$ (die übliche Intensität zur Zeit des Experiments) war die Rate der Pionen in einem 4.4 cm^2 Szintillationszähler 15 cm vor dem Targetpunkt etwa $15 \cdot 10^6$ Pionen pro Sekunde.

1.1) Strahlteleskop, Degrader und Target

Das Strahlteleskop war aus vier dünnen Szintillationszählern $\pi 1, \pi 2, \pi 3$ und $\pi 4$ aufgebaut. Wegen der extremen Strahlintensität wurden schnelle Plastiksintillatoren vom Typ NE 111 benützt und die Photovervielfacher XP 2020, die sich durch einen Pulsanstieg von weniger als 2 ns auszeichnen.

Ein einlaufendes Teilchen wurde von den Zählern $\pi 1$ und $\pi 2$ registriert. Im Degrader dahinter wurde es bis auf einen Impuls von wenigen MeV/c abgebremst. Dieser Degrader - er bestand aus zwei Polyäthylenkeilen mit gleichen Winkeln und war durch Verschieben der Keile gegeneinander in seiner Dicke variabel - wurde so eingestellt, daß ihn eine optimale Zahl von Pionen mit gerade soviel Impuls verließen, um den Zähler $\pi 3$ zu durchlaufen und im anschließenden Target zu stoppen. Der Zähler $\pi 3$ hatte, mehrere Funktionen zu erfüllen. Durch seine Fläche, die mit 4.4 cm^2 kleiner war als die Targetfläche definierte er den nutzbaren Strahl. Außerdem diente er zur Unterdrückung der Kontamination des Strahls mit Elektronen (56% bei 220 MeV/c) und Müonen (3%). Dies wurde erreicht durch eine scharfe Koinzidenz des Signals von $\pi 3$ mit dem Hochfrequenzsignal (RF) des Zyklotrons. Durch die verschiedenen Laufzeiten vom Produktions-target zum externen Target konnten die Elektronen und der größte Teil der Müonen von den Pionen unterschieden werden (Abb.3). Zusätzlich wurde das Signal von $\pi 3$ einer Pulshöhen-diskriminierung unterworfen, denn am Ende ihrer Reichweite verlieren Pionen drei- bis viermal mehr Energie als die minimal ionisierenden Elektronen. Ein letzter, großflächiger Zähler ($\pi 4$) nach dem Target wurde in Antikoinzidenz geschaltet und signalisierte, daß ein Pion, das $\pi 3$ noch durchlaufen hatte, im Target

gestoppt wurde.

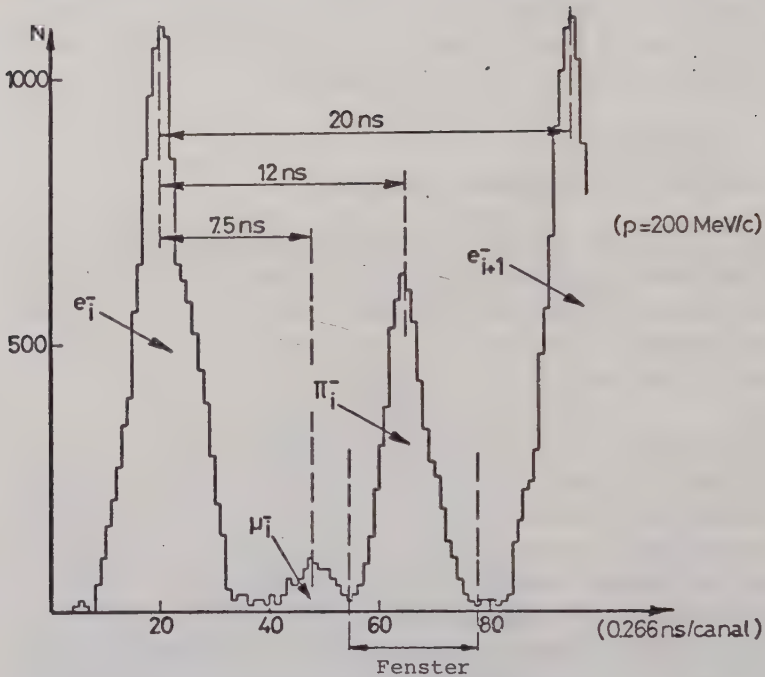


Abb. 3: Flugzeitverteilung der Strahlteilchen.

Die Koinzidenzbedingung für ein gestopptes Pion lautet demnach :

$$\pi_{\text{stop}} = \pi_1 \cdot \pi_2 \cdot \pi_3 \cdot \overline{\pi_4} \cdot RF$$

Es wurden zwei unterschiedliche Lithiumtargets benutzt. Eines bestand zu 94,8% aus ${}^6\text{Li}$ und hatte die Form eines Zylinders mit 100 mm Länge und 50 mm Durchmesser¹⁴). Damit wurden 80% der Daten aufgenommen. Das zweite war ein Quader von 80-40-10 mm³ und war zu 98% angereichert mit ${}^6\text{Li}$. Beide Targets waren unter Argonatmosphäre in einem Polyäthylen-sack aus einer 100 μm starken Folie eingeschweißt.

1.2) Das Paarspektrometer

Im Wesentlichen ist das Paarspektrometer in der folgenden Weise aufgebaut: Ein großer Magnet dient zur Umlenkung eines Elektron-Positron-Paares, das durch Konversion eines hochenergetischen Photons in einer dünnen Goldfolie erzeugt wurde. Mit drei Vieldrahtproportionalkammern werden einige Punkte der Bahnen des Elektrons und des Positrons gemessen und daraus deren Impuls und letztlich die Energie des Photons errechnet. Eine Anordnung von Szintillationszählern dient zur Vorauslese physikalisch sinnvoller Ereignisse und initiiert die Registrierung der Kammerinformationen.

Der Magnet hat die Form eines Rahmens (Abb.4) mit einer totalen Länge von 526 cm, einer Tiefe von 120 cm und einer Höhe von 272 cm. Sein Gewicht ist 110 t.

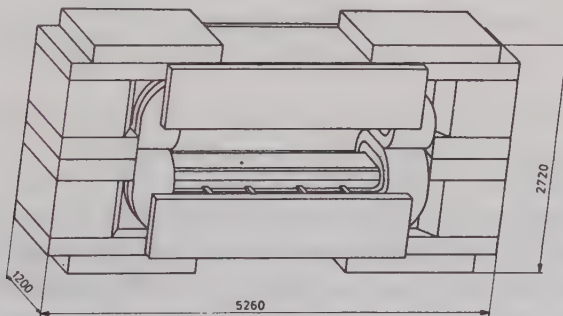


Abb. 4: Der Spektromettermagnet. Maße in mm.

Das nutzbare Feldvolumen im Innern des Magneten ist $250.65 \cdot 10^3 \text{ cm}^3$. Die maximale Feldstärke ist 1,12 Tesla. Beide Komponenten des Feldes, horizontal und vertikal, des Standardfeldes von 0,8 T wurden sorgfältig vermessen. Die Genauigkeit ist $2 \cdot 10^{-4} \text{ T}$ für einen beliebigen Punkt auch im Streufeld.

In der Öffnung des Magneten sind drei Vieldrahtproportionalkammern eingebettet. Jede dieser Kammern ist aufgebaut aus drei Anoden- und vier Kathodenebenen. Die Drähte sind in einem

Abstand von 2 mm gespannt. Da im vertikalen Magnetfeld die Ortsauflösung in horizontaler Richtung die größere Bedeutung hat, ist ihre Orientierung $\pm 60^\circ$ und 90° in Bezug zur Horizontalen (Abb. 5).

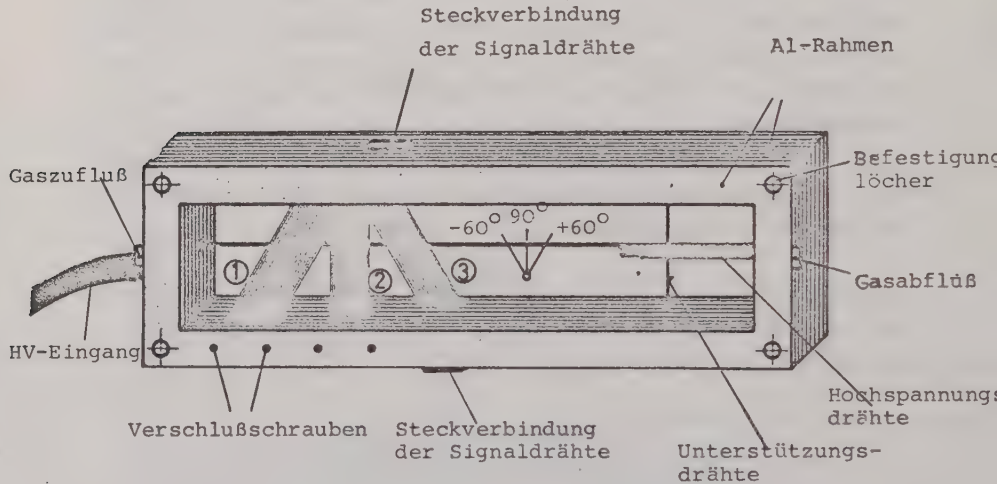


Abb. 5: Aufbau der Vieldrahtproportionalkammern.

Die empfindliche Fläche der Proportionalkammern ist mit 212.48 cm^2 so gut wie möglich der Apertur des Magneten angepaßt. Die Konsequenz daraus ist, daß die elektronischen Verstärker nicht wie üblich direkt an den Kammern montiert werden konnten. Deshalb befinden sich an den Kammern nur kleine Vorverstärker - einfache Emitterfolger - die mittels Flachbandkabel mit den Hauptverstärkern verbunden sind. Diese sind zusammen mit der Ausleseelektronik außen am Magneten befestigt. Von der Ausleseelektronik werden die Adressen der entsprechenden Anodendrähte kodiert und dann über einen Multiplexer zu einem PDP 11/40 Computer transferiert. Sorgfältig wurde die Ansprechwahrscheinlichkeit der Proportionalkammern studiert. Sie ist bei den üblichen Betriebsbedingungen größer als 99,3%.

Zwischen den beiden ersten Kammern ist der Konverter aufgehängt, der für dieses Experiment als Sandwich ausgebildet ist, bestehend aus zwei Goldfolien und einer kleinen Proportional-kammer dazwischen. Die Folien sind je $0,17 \text{ g/cm}^2$ dick - das entspricht zusammen 5,2% einer Strahlungslänge - und konvertieren ein Photon von 130 MeV mit einer Wahrscheinlichkeit von 3,6%. Die kleine Proportionalkammer dient als Hodoskop mit geringer Masse (104 mg/cm^2) der Unterscheidung, in welcher der beiden Goldfolien das Photon konvertiert ist. Sie ermöglicht eine Korrektur für den Energieverlust in der zweiten Folie von Elektron-Positron-Paaren aus der ersten Folie und verbessert damit die Energieauflösung des Paarspektrometers um 20%.

Die Abfrage der Kammerinformation durch den Computer wird ausgelöst durch eine Konfiguration von Signalen von "Trigger"-Szintillationszählern, die eine optimale Unterdrückung des Untergrunds erreichen soll, ohne daß dabei zu viele "gute" Ereignisse verloren werden.

Ein Ereignis wird in der folgenden Weise definiert :

1. Zwei Zähler (AC 1 und AC 2) vor der Öffnung ($45 \cdot 10 \text{ cm}^2$) in einer Bleiabschirmung vor dem Paarspektrometer geben kein Signal, d.h. kein geladenes Teilchen ist in das Spektrometer gelangt.
2. Von den 16 großflächigen Zählern ($30 \cdot 50 \cdot 0,3 \text{ cm}^3$) vor der ersten Proportionalkammer, die in zwei Reihen von jeweils acht (A_i und $B_i, i=1-8$) angeordnet sind, müssen zwei und nur zwei Paare $A_i \cdot B_i$ und $A_k \cdot B_k$ ansprechen. Zusätzlich dürfen diese beiden Paare nicht benachbart sein ($i \neq k, k \pm 1$). Diese acht Zählerpaare sollen den Austritt des Elektrons und des Positrons aus dem Spektrometer anzeigen.

Mit der Anforderung, daß ein Pion im Target gestoppt wurde ($\pi_{\text{stop}}, \text{s.o.}$), ergibt sich als Triggerbedingung :

$$\begin{aligned} \text{Ereignis} = & \pi_{\text{stop}} \cdot \overline{AC1} \cdot \overline{AC2} \cdot (A_i \cdot B_i) \cdot (A_k \cdot B_k) \cdot \\ & \cdot (i \neq k, k \neq 1) \cdot (\text{nur zwei Paare } i, k) \end{aligned}$$

Etwa 10% der so ausgewählten Ereignisse sind, wie sich nach der Analyse der Kammerinformationen zeigt, brauchbare konvertierte hochenergetische Photonen. Bei den restlichen 90% sind entweder zuwenig Kammerinformationen vorhanden weil eine Kammer Ebene nicht angesprochen hat oder weil ein Elektron die dritte Kammer gar nicht erst erreicht hat oder Teilchen niedriger Energie, die aus der Bleiwand kamen, führten zu einer zufälligen Koinzidenz mit π_{stop} .

1.3) Die NaJ(Tl)-Detektoren

Wir entschieden uns für NaJ(Tl)-Kristalle als Detektoren für die Röntgenstrahlen von 24 bis 30 keV, weil damit problemlos ein Raumwinkel von einigen Prozent bei einem erforderlichen Abstand von mehr als 15 cm vom Target erreicht werden konnte und vor allem weil keine großen Anforderungen an die Energieauflösung gestellt wurden. Der große Abstand war notwendig wegen der starken Aufblähung des Strahls durch Vielfachstreuung im Degradier (etwa 8 cm FWHM Durchmesser am Targetort). Außerdem konnte ein Untergrund im Spektrum der hochenergetischen Photonen durch Pionen, die im Röntgendetektor oder seinem Kollimator stoppten, leicht eliminiert werden, wie später gezeigt wird, wenn der Abstand von der Targetoberfläche größer als 10 cm war. Von der Energieauflösung wurde nur erwartet, daß sie ausreicht, um die pionischen Übergänge zum 1s-Niveau mit 24 bis 30 keV zu trennen von den Übergängen zu Niveaus mit $n \geq 2$, die Energien kleiner als 7 keV haben (siehe Tabelle 1). Dabei wurde auf die Trennung von pionischen Übergängen in der Materie, die das Target umgibt verzichtet (z.B. der $3 \rightarrow 2$ Übergang in ^{14}N mit 25,1 keV). Die Gründe hierfür werden später erläutert.

Tabelle 1: Energien der pionischen Übergänge in ${}^6\text{Li}$ in keV.

Ausgangsniveau	Hauptquantenzahl n des Endniveau	
	1	2
2	24,9	
3	28,7	4,6
4	30,3	6,1
5	31,0	6,8

Es wurden vier NaJ(Tl)-Kristalle von 7,6 cm Durchmesser und 1 mm Dicke in einem Abstand von 20 cm vom Targetmittelpunkt installiert. Ihre Anordnung und die zugehörige Bleiabschirmung zeigt Abb.6.

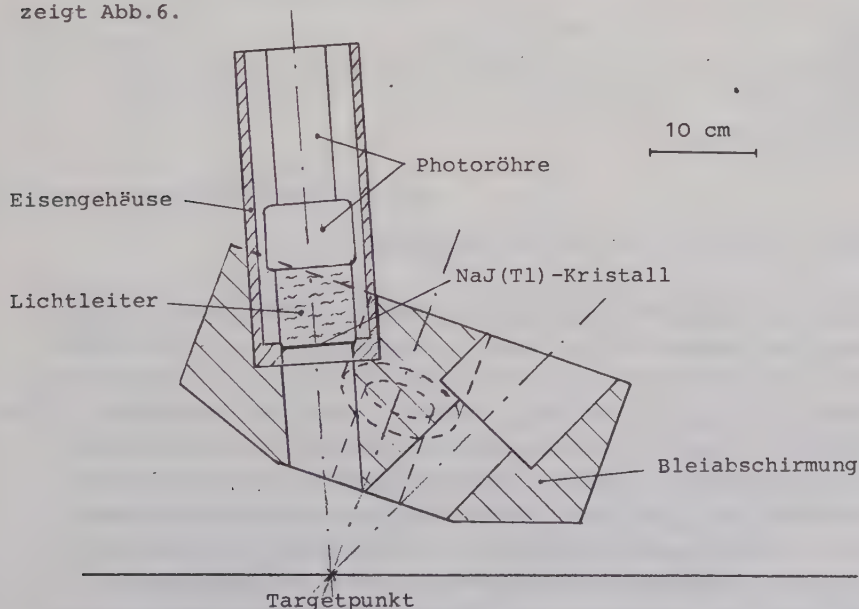


Abb. 6: Schnitt durch die Bleiabschirmung für die NaJ(Tl)-Detektoren. Nur eine der vier Detektoreinheiten (Abb.7) steckt in einer der Bohrungen.

Die NaJ(Tl)-Kristalle waren ein Standardtyp der Firma Harshaw (Typ: H-thin window crystal assembly). Dieser Typ zeichnet sich durch speziell dünne Eintrittsfenster aus. In diesem Fall war das Fenster aus Aluminium mit einer Dicke von 7 mg/cm^2 . Die Dicke der Kristalle selbst war mit 1 mm so gewählt, daß die Nachweiswahrscheinlichkeit für Röntgenstrahlen von 24 keV genügend groß (98,2%), für Neutronen jedoch möglichst klein war.

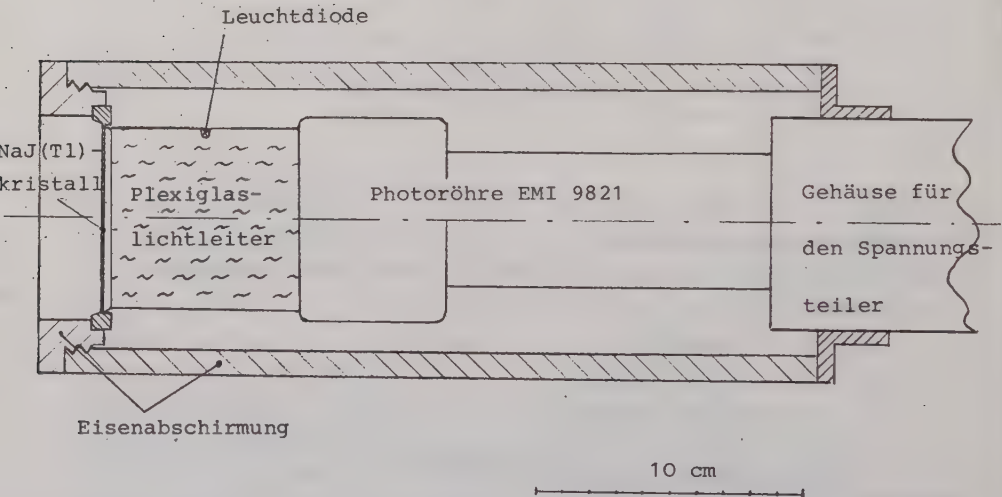


Abb. 7: Aufbau eines NaJ(Tl)-Detektors

Bestimmt wurde die Konstruktion der NaJ(Tl)-Detektoren durch das starke Streufeld des Spektromettermagneten. Der Abschirmung dieses Feldes diente eine Röhre aus Weicheisen mit 10 mm Wandstärke, ein Lichtleiter aus Plexiglas ($75 \cdot 75 \text{ mm}^3$), der die Photoröhre aus dem Einflußgebiet des Durchgriffs brachte, und ein μ -Metallblech (0,2 mm), das um Photoröhre und Lichtleiter gewickelt war. Das Blech ist im Interesse der Übersichtlichkeit in Abb. 7 nicht dargestellt. Ebenfalls nicht dargestellt ist ein zylindrisches Gehäuse am Ende der Konstruktion, das den passiven Spannungsteiler für die Stromversorgung der Photoröhre enthielt. Dieser Spannungsteiler war speziell ausgelegt

Durch einen passiven Teiler wird das Anodensignal der Photoröhre gesplittet und anschließend in den beiden Kreisen der Schaltung verarbeitet. Der eine Kreis ist schnell und logisch. Er macht die Koinzidenzen mit dem früher definierten Ereignis und mißt die Verteilung der Zeit zwischen einem gestoppten Pion (π_{stop}) und einem NaJ-Puls. Der zweite Kreis arbeitet analog bis zu einem Analog-zu-Digital-Konverter, der via Camac vom Computer abgefragt wird. Nur diejenigen Signale wurden akzeptiert, die im ersten Kreis die Schwelle des Diskriminators überschritten hatten und der Koinzidenzbedingung genügten. Die von der Leuchtdiode verursachten Signale wurden durch eine scharfe Koinzidenz herausgefiltert, gezählt und mit der Rate des Pulsgenerators verglichen, der die Diode antrieb. Somit wird die Totzeit bestimmt.

1.4) Eichung und Normierung

Die Akzeptanz und die Energieauflösung des Paarspektrometers wurde bestimmt und kontrolliert durch regelmäßig wiederholte Kalibrierungsmessungen mit flüssigem Wasserstoff als Target. Die Messung der monoenergetischen Linie von 129,406 MeV aus der Reaktion $\pi^- + p \rightarrow n + \gamma$ lieferte sowohl die experimentelle Auflösungsfunktion als auch die absolute Akzeptanz. Letztere ergibt sich aus dem sehr genauen Wert des Panofsky-Verhältnisses ¹⁵⁾, von dem abzuleiten ist, daß $0,392 \pm 0,001$ Photonen von 129,4 MeV pro gestopptes Pion emittiert werden. Das Kontinuum von Photonen mit Energien zwischen 55 und 83 MeV aus der Reaktion $\pi^- + p \rightarrow \pi^0 + n \rightarrow \gamma + \gamma + n$ wurde benutzt zur Verifizierung der Voraussage über die Energieabhängigkeit der Akzeptanz, die aus einer Monte-Carlo-Rechnung gewonnen wurde. Das volle Spektrum einer Messung mit Wasserstoff ist in Abb.9 dargestellt. Abb.10 zeigt die relative Akzeptanz als Funktion der Photonenenergie.

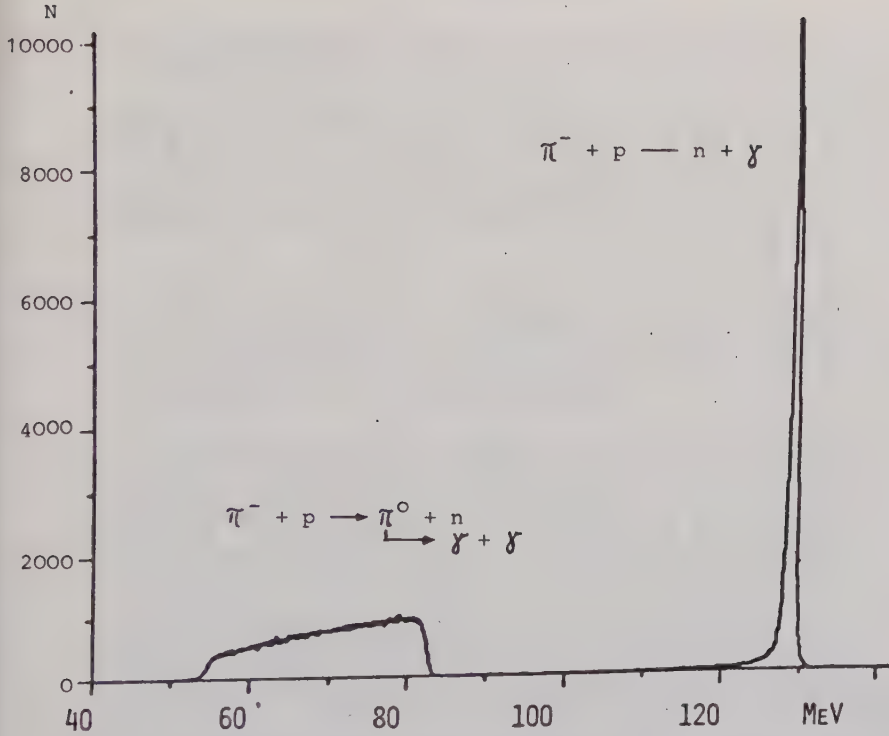


Abb. 9: Spektrum einer Kalibrierungsmessung mit Wasserstoff

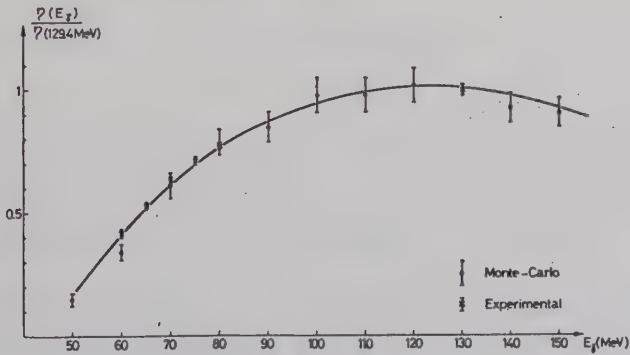


Abb. 10: Relative Akzeptanz des Paarspektrometers als Funktion der Photonenenergie. Eingezeichnet sind die Werte der Monte-Carlo-Rechnung und des Experiments.

Der experimentelle Wert für die Energieauflösung war bei Anwendung der beschriebenen Konverterkammer mit den beiden Goldfolien 1,2 MeV. Die Akzeptanz war in diesem Fall für Photonen von 129,4 MeV $\eta = (4,45 \pm 0,15) \cdot 10^{-5}$. Mit nur einer Folie, d.h. einem Konverter mit nur der halben Dicke (2,6% einer Strahlungslänge) war die Auflösung 900 keV und die Akzeptanz $\eta = (2,63 \pm 0,10) \cdot 10^{-5}$.

Die NaJ(Tl)-Detektoren wurden mit radioaktiven Quellen ge-
eicht. Benützt wurden eine ^{241}Am -Quelle (60 keV), eine ^{57}Co -
Quelle (14 keV u.a.) und eine ^{109}Cd -Quelle. Die Energieauf-
lösung für die 22 keV Linie der ^{109}Cd -Quelle (Ag K_{α} -Strahlen)
betrug um 40% für alle vier Detektoren. Die Stabilität der
Verstärkung und der Energieauflösung wurde mit der ^{109}Cd -
Quelle regelmäßig kontrolliert. Diese Quelle, die punktförmig
war und deren Stärke bekannt war, wurde auch benützt, um die
Akzeptanz und die Variation der Akzeptanz über die Target-
Fläche zu messen. Es ergab sich ein Wert von $\eta_{\text{NaJ}} = (2,14 \pm$
 $\pm 0,19) \cdot 10^{-2}$ für den Aufbau des Experiments während der letz-
ten Meßperiode (dieser Wert war nicht exakt gleich für alle
Messungen, weil die NaJ(Tl)-Detektoren mit ihrem 400 kg schwe-
ren Bleikollimator nicht genügend gut zu justieren waren).

2.) Analyse der Daten

Die Aufnahme der Daten ging in der folgenden Weise vor sich: Haben die Szintillationszähler des Strahlteleskops und des Paarspektrometers ein Ereignis signalisiert, so wurde die Information der Proportionalkammern vom Computer registriert. Gab einer der vier NaJ(Tl)-Detektoren ein koinzidentes Signal, so wurden auch die Pulshöhe und die zeitliche Verzögerung des Röntgenstrahlpulses abgefragt. Damit wurden gleichzeitig die Spektren hochenergetischer Photonen mit und ohne einem koinzidenten Röntgenstrahl gemessen.

Die Analyse der so aufgenommenen Daten erfolgte in mehreren Stufen. Eine erste, schnelle Analyse wurde on-line von der zum Experiment gehörenden PDP 11/40 durchgeführt (foreground) und diente der Überwachung des Experiments. Jedes Ereignis wurde untersucht und - bis auf offensichtlich unbrauchbare (zuwenig Kammerinformationen u.s.w.) - auf Magnetband geschrieben. Ebenfalls on-line wurde auf einer niedrigeren Prioritätsebene (background) eine zweite Art der Analyse durchgeführt. Hierbei wurden Ereignisse nur dann untersucht, wenn die primäre Aufgabe des Computers, Daten aufzunehmen und auf Band zu schreiben, genügend Zeit ließ. Es wurde deshalb nur eine zufällige Auswahl der Ereignisse analysiert. Die Prozedur ist ähnlich der später an einem großen Computer angewandten, ermöglichte jedoch nur eine relativ ungenaue Bestimmung der Photonenenergie (Auflösung 2,5 MeV bei 130 MeV). Die sofortige Untersuchung einiger Ereignisse war jedoch unerlässlich für die Beurteilung eines laufenden Experiments. Die graphische Darstellung (wie sie am Bildschirm der Konsole des Computers verfügbar war) eines on-line analysierten Ereignisses zeigt Abb. 11.

Die endgültige Analyse der Daten wurde off-line in drei Stufen durchgeführt, die beiden ersten an einer CDC 6400 und die

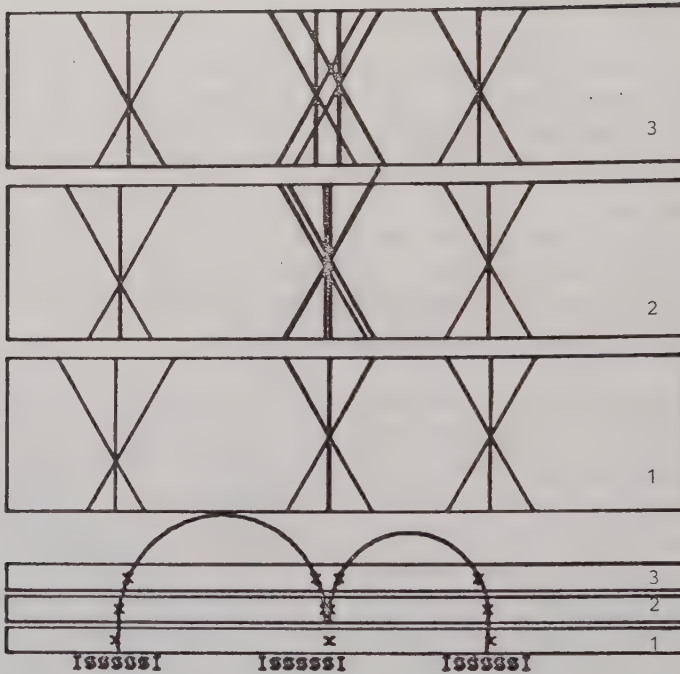


Abb. 11: On-line Rekonstruktion eines Ereignisses. Die Rechtecke stellen die Proportionalkammern dar und die gekreuzten Linien darin die Drähte, die ein Signal gaben.

letzte wieder an der PDP 11/40 :

1. Die Suche nach guten Ereignissen.

Nach der Bestimmung aller Kreuzungspunkte der Elektronen mit den Proportionalkammern werden einzelne Teilchenspuren mit Ein- und Austritt aus dem Paarspektrometer gesucht. Wenn zwei derartige Spurengesunden werden, die einen gemeinsamen Ursprung in der Mitte des Paarspektrometers haben, wird das Ereignis für die Energiebestimmung ausgesondert.

2. Bestimmung der Photonenparameter.

Die entgültigen Werte, die ein Photon charakterisieren, die zwei Parameter des Konversionsorts, die beiden Winkel, die die Richtung festlegen und die Energie, werden bestimmt aus den gleichen Größen, die das Elektron und das Positron spezifizieren. Diese wiederum werden direkt mit Hilfe eines analytischen Ausdrucks aus den gemessenen Kammerkoordinaten gewonnen. Dieser analytische Ausdruck, eine Reihenentwicklung in Tschebyschew-Polynomen für jeden Parameter, ist das Ergebnis eines multidimensionalen Fits, der die Methode der tabulierten Trajektorien benützt ^{16,17)}.

3. Abschließende Behandlung der Daten.

In diesem letzten Schritt werden die Daten reduziert durch geeignete Schnitte, wovon der wichtigste der sog. Targetschnitt ist: Durch Berechnung des Schnittpunkts der Photonentrajektorie mit einer senkrechten Ebene, die den Pionenstrahl enthält und damit auch den Targetmittelpunkt, können Photonen, die aus einer Reaktion im Target stammen unterschieden werden von denen, die in einem der Zähler, dem Degradier oder in der umgebenden Luft entstanden. Da die Auflösung in horizontaler und in vertikaler Richtung 50 mm betrug, war es sinnvoll, zusätzliches Material, wie die Röntgenstrahldetektoren, in einem Abstand von mehr als 10 cm zu installieren.

In dieser Weise wurden alle Ereignisse behandelt. Akkumuliert ergaben sie das Spektrum der "freien" Photonen, d.h. aller hochenergetischen Photonen ohne Unterscheidung mittels der NaI(Tl)-Detektoren, ob die Pionen aus dem 1s- oder dem 2p-Niveau eingefangen wurden.

In einem letzten Schritt wurden dann diejenigen Photonen aussortiert, die von einem Signal der richtigen Pulshöhe in einem der NaI(Tl)-Detektoren begleitet waren. Diese ergaben dann das "koinzidente" Photonenpektrum, d.h. das Spektrum der hochenergetischen Photonen, die aus dem Einfang der Pionen aus dem 1s-Niveau resultieren.

3.) Messungen

Die Messungen wurden im Oktober 1976 und im Februar 1977 durchgeführt, abgesehen von Testmessungen, die bereits Anfang 1976 begannen. Die beiden Meßperioden unterscheiden sich nur hinsichtlich des Targets, das benützt wurde. 1976 wurde mit dem quadratischen Target gemessen, das zwar hoch angereichert mit ^6Li war, aber, wie sich herausstellte, an der Oberfläche oxydiert war. In das endgültige Spektrum der koinzidenten Photonen wurden 534 Ereignisse aus dieser Periode aufgenommen. Im Februar 1977 wurde das zylindrische Target benützt, das eine reine Oberfläche und ein wesentlich größeres Volumen hatte. Der Beitrag zum Koinzidenzspektrum sind 2975 Ereignisse.

3.1) Ablauf der Meßprozedur

Nach der generellen Einstellung und Kalibrierung der gesamten Apparatur wurde als erstes eine Reichweitenverteilung der Pionen durch Variation der Degraderdicke aufgenommen. Diese Verteilung lieferte diejenige Einstellung der Degraderdicke, bei der eine maximale Zahl von Pionen im Target gestoppt wurden. Mit einem Impulsband von $\Delta p/p = 1\%$ war die Breite FWHM der Verteilung $2,1 \text{ g/cm}^2$ von CH_2 . Die Rate der gestoppten Pionen war bei einem Protonenstrom von $50 \mu\text{A}$ im zylindrischen Target $N_{\pi \text{ stop}} = 10^6 \text{ sec}^{-1}$.

Die Datennahme erfolgte dann in der schon beschriebenen Weise: Alle Ereignisse wurden registriert und ein koinzidentes Signal in einem der NaJ(Tl)-Detektoren wurde nur als zusätzliche Information behandelt.

In regelmäßigen Abständen, alle vier Stunden etwa, wurde die Datennahme unterbrochen und die Spektren der NaJ(Tl)-Detektoren aufgenommen ohne die Bedingung, daß ein Ereignis im Paarspektrometer in Koinzidenz auftrat. Lediglich ein gestopptes

Pion (π_{stop}) wurde verlangt. Diese Messungen waren vorteilhaft für die Beurteilung der Stabilität der Detektoren und der Verstärker, lieferten aber vor allem die Rate der Röntgenstrahlen pro gestopptem Pion $N_X/N_{\pi_{\text{stop}}}$. Damit konnte ein einfacher Zusammenhang ausgenutzt werden, der es erlaubte, auf eine genaue Kenntnis der Akzeptanz der NaJ(Tl)-Detektoren zu verzichten. Außerdem konnte der statistische Fehler, der durch den ungenauen Wert für die Populierungswahrscheinlichkeit des 1s-Niveaus verursacht worden wäre ($w_{1s} = 33.5 \pm 6.5\%$) vermieden werden.

Die Zahl der Koinzidenzen von einem hochenergetischen Photon mit einem Röntgenstrahl ist pro gestopptes Pion :

$$1) \quad N_{\gamma X}/N_{\pi_{\text{stop}}} = R_{1s} \cdot w_{1s} \cdot \eta_{\text{P.S.}} \cdot \eta_{\text{NaJ}}$$

wobei R_{1s} das Verzweigungsverhältnis für den Strahlungseinfang von Pionen aus dem 1s-Niveau ist, $\eta_{\text{P.S.}}$ die Akzeptanz des Paarspektrometers und η_{NaJ} die der NaJ(Tl)-Detektoren sind und w_{1s} die Wahrscheinlichkeit ist, daß ein Pion das 1s-Niveau erreicht.

Die Zahl der Röntgenstrahlen pro gestopptem Pion ist :

$$2) \quad N_X/N_{\pi_{\text{stop}}} = w_{1s} \cdot \eta_{\text{NaJ}}$$

Aus den Gleichungen 1) und 2) ergibt sich das Verzweigungsverhältnis R_{1s} :

$$3) \quad R_{1s} = \frac{N_{\gamma X}/N_{\pi_{\text{stop}}}}{N_X/N_{\pi_{\text{stop}}}} \cdot \frac{1}{\eta_{\text{P.S.}}}$$

Alle Messungen wurden mit und ohne Target durchgeführt.

Die gesamte Meßzeit betrug im Oktober 1976 122 Stunden und etwa 400 Stunden im Februar 1977.

3.2) Die "freien" Photonen

Da während der gesamten Meßzeit alle Ereignisse im Paarspektrometer aufgezeichnet wurden, wurde eine sehr große Zahl von Strahlungseinfangreaktionen gemessen und ein Spektrum von außerordentlich hoher Statistik akkumuliert. Dies war nicht Ziel des Experiments, sondern notwendiges Nebenprodukt. Notwendig deshalb, weil die Rate der freien Photonen pro Pion allein eine Kontrolle der Stabilität des Paarspektrometers bzw. dessen Akzeptanz ermöglichte. Die Rate der Koinzidenzereignisse war wegen ihrer geringen Zahl und der damit verbundenen statistischen Unsicherheit nicht dafür geeignet. Die Triggerzähler des Paarspektrometers signalisierten typisch ($50 \mu\text{A}$ Protonenstrom) 25 Ereignisse pro Sekunde, wovon 8 % sich als sinnvoll herausstellten. Zusammen mit älteren Messungen (ohne NaJ(Tl)-Detektoren¹⁸⁾) wurden 428364 hochenergetische Photonen akkumuliert, allerdings mit einer Energieauflösung von 1,2 MeV (Abb. 12)

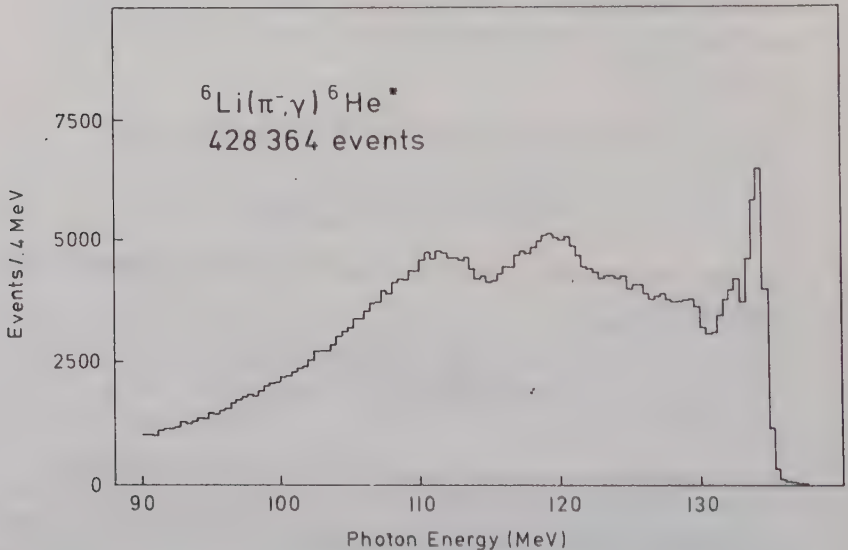


Abb. 12: Spektrum der hochenergetischen Photonen (ohne koinzidentem Röntgenstrahl); gemessen mit 1,2 MeV Auflösung.

Der Anteil von Ereignissen, die mit der maximalen Auflösung von 900 keV gemessen wurde ist 81579 Ereignisse (Abb. 13)

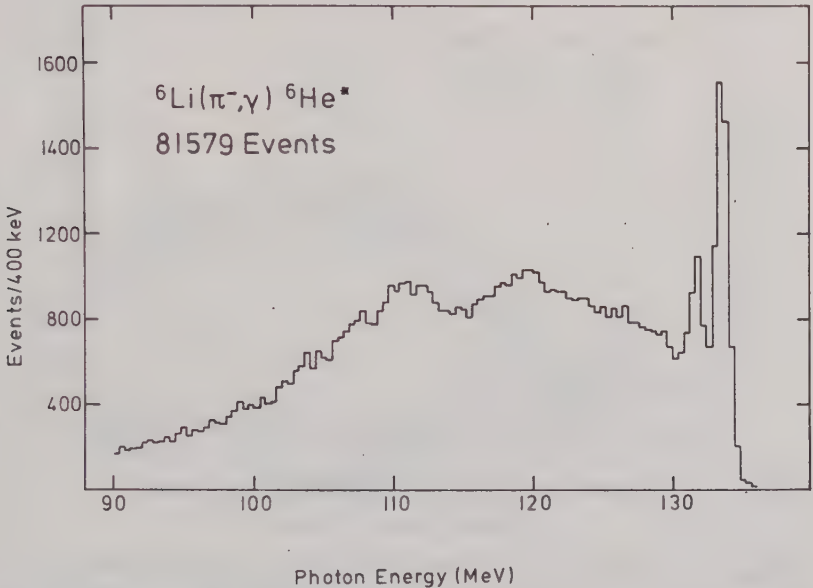


Abb. 13: Spektrum der hochenergetischen Photonen (ohne koinzidentem Röntgenstrahl), gemessen mit 0,9 MeV Auflösung.

Diese Spektren wurden keiner eigenen Analyse unterzogen, da dies in einer früheren Arbeit ¹⁸⁾ bereits durchgeführt wurde. Sie wurden lediglich zum Vergleich mit dem koinzidenten Spektrum herangezogen.

3.3) Die "koinzidenten" Photonen

Mit einer Rate von $0,01 \text{ sec}^{-1}$ waren die hochenergetischen Photonen begleitet von einem koinzidenten Signal in einem der vier NaJ(Tl)-Detektoren. Das Spektrum dieser Photonen mit 3509 Ereignissen zeigt Abb. 14.

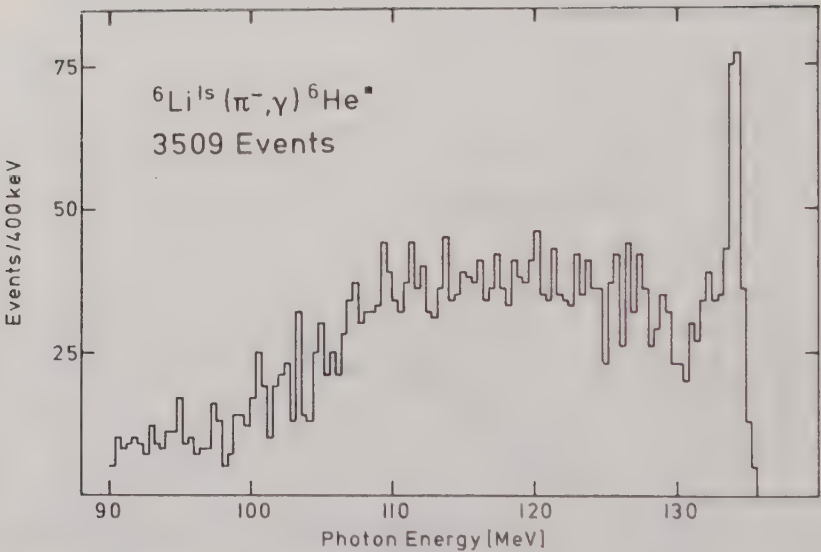


Abb. 14: Spektrum der hochenergetischen Photonen, die von einem koinzidenten Röntgenstrahl begleitet waren. Die Auflösung beträgt 1,2 MeV.

Dieses Spektrum enthält Ereignisse aus Reaktionen des Pions mit dem Anteil von ${}^7\text{Li}$ im Target und mit Sauerstoff, Kohlenstoff und Stickstoff von der Oxydation eines Targets, vom Polyäthylensack beider Targets und von der umgebenden Luft. Dieser Untergrund liegt jedoch ausschließlich unterhalb von 130 MeV, während die beiden niedrigsten Anregungsstufen des ${}^6\text{He}$, auf die sich unser Interesse konzentriert, mit 133,9 MeV (0^+) und 132,1 MeV (2^+) darüber liegt. Auf eine Korrektur wurde deshalb verzichtet. Korrigiert wurde dagegen ein Untergrund, der auf zufällige Koinzidenzen von NaJ-Signalen mit einem gestoppten Pion und einem Ereignis im Paarspektrometer zurückzuführen ist. Das Spektrum der koinzidenten Röntgenstrahlen zeigt diesen Untergrund (Abb. 15).

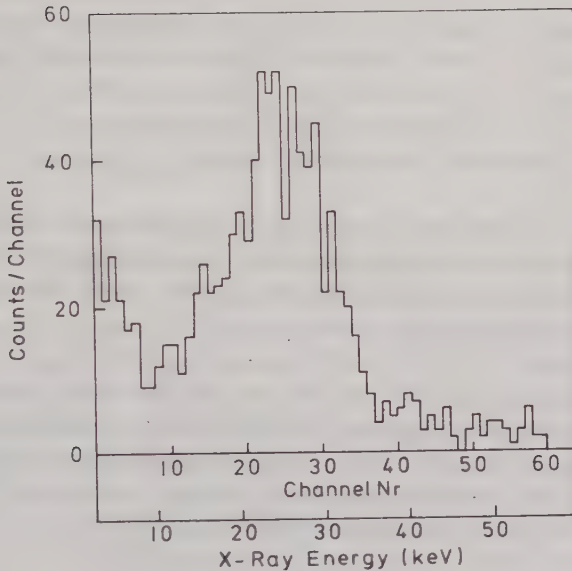


Abb. 15: Spektrum der Röntgenstrahlen aus dem Übergang zum 1s-Niveau in ${}^6\text{Li}$, gemessen in Koinzidenz mit einem hochenergetischen Photon.

Die Ereignisse mit niederen und hohen Pulshöhen wurden eliminiert durch einen Schnitt bei $\pm 1/2$ FWHM der Spitze. Der verbleibende Untergrund unter der Spitze wurde durch eine Anpassung einer Gauß- und einer Polynominalverteilung an das Spektrum bestimmt. Es ergab sich, daß 8% der Ereignisse zufällige Koinzidenzen sind. Diese Untergrundereignisse können keine echten Koinzidenzen sein mit Neutronen etwa, die nach der Emission des hochenergetischen Photons durch den Zerfall (Verdampfen) des ${}^6\text{He}^*$ auftreten. Mit den Werten aus Ref. 19 ergibt sich, daß der Beitrag solcher Ereignisse kleiner als 1% ist. Die Zahl der emittierten Protonen pro Pion $N_P/N_\pi = 0,12 \pm 0,03$ aus Ref. 20 zusammen mit der geringen Wahrscheinlichkeit, daß sie nur

noch Energien zwischen 20 und 30 keV im NaJ deponieren, schließt auch Protonen als Ursache aus. Da diese Untergrundereignisse keine Aussage darüber machen, aus welchem Niveau das Pion eingefangen wurde, sind vom Spektrum der koinzidenten hochenergetischen Photonen 8% eines normalisierten nichtkoinzidenten Spektrums abgezogen worden.

Weitere Korrekturen waren nicht nötig. Die Messungen ohne Target lieferten keine Ereignisse, die die angewandten Schnitte, den früher beschriebenen Targetschnitt und den Schnitt des Röntgenstrahlspektrums, überlebt haben.

Da die Datennahme im Februar 1977 in zwei Perioden erfolgte mit einer Pause dazwischen, in der die NaJ(Tl)-Detektoren ausgebaut werden mußten, ergaben sich zwei verschiedene Werte für die Rate der Koinzidenzen pro Pion. Dies ist zurückzuführen auf eine nicht exakt gleiche Positionierung der Detektoren und damit eine unterschiedliche Akzeptanz.

Die erste Periode, in der 860 Ereignisse aufgezeichnet wurden, ergab :

$$N_{\gamma X}/N_{\pi \text{ stop}} = (1,23 \pm 0,13) \cdot 10^{-8}$$

Die zweite Periode mit 2115 Ereignissen ergab :

$$N_{\gamma X}/N_{\pi \text{ stop}} = (1,32 \pm 0,10) \cdot 10^{-8}$$

Diese Werte sind korrigiert wegen des Beitrags von ${}^7\text{Li}$ und der geringen Beiträge von ${}^{12}\text{C}$, ${}^{14}\text{N}$ und ${}^{16}\text{O}$ zum Spektrum. Da das Strahlungseinfang-Verzweigungsverhältnis für ${}^7\text{Li}$ geringer ist als für ${}^6\text{Li}$, mußten die Werte um 2,5% reduziert werden.

Die Rate der Röntgenstrahlen wird in der gleichen Weise beeinflusst wie die Rate der gestoppten Pionen, weil die Röntgenübergänge in ${}^7\text{Li}$ fast identisch sind wie in ${}^6\text{Li}$ und weil die Übergänge zum 2p-Niveau der Kerne ${}^{12}\text{C}$, ${}^{14}\text{N}$ und ${}^{16}\text{O}$ (aus dem

die Pionen bei diesen Kernen hauptsächlich eingefangen werden) im Energiebereich des Schnitts im Spektrum der Röntgenstrahlen liegen.

3.4) Die Röntgenstrahlen

Die Rate der Röntgenstrahlen, die regelmäßig ohne einem koinzidenten Ereignis im Paarspektrometer gemessen wurden, betrug etwa 400 sec^{-1} pro NaJ(Tl)-Detektor. Auch ohne Target wurden bei diesen Messungen Ereignisse mit einer Rate von 60 sec^{-1} aufgezeichnet. Von den Spektren, die mit einem Target aufgenommen wurden, mußte deshalb ein auf die Zahl der gestoppten Pionen normiertes Spektrum abgezogen werden, das ohne Target gemessen wurde. Ein typisches Beispiel zeigt Abb. 16.

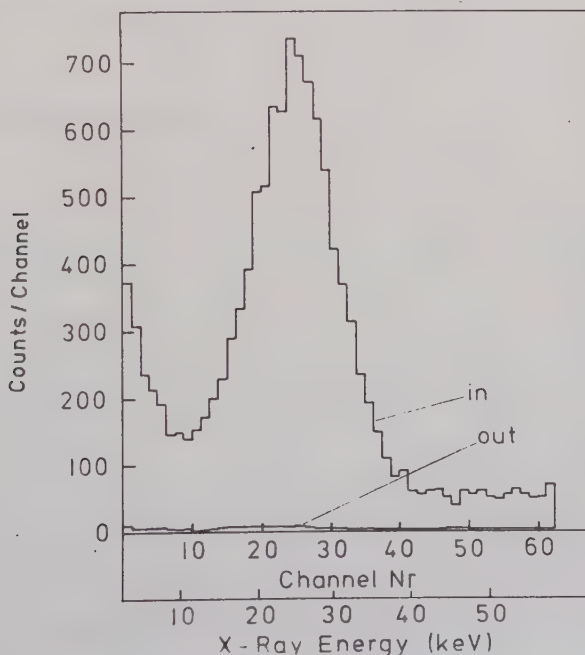


Abb. 16: Spektrum der Röntgenstrahlen ohne Koinzidenzbedingung aufgenommen mit und ohne Target.

In der weiteren Folge wurden die Spektren behandelt wie die in Koinzidenz mit einem hochenergetischen Photon aufgenommenen Spektren.

Die Berechnung der Zahl von Röntgenstrahlen pro Pion ergab wieder zwei verschiedene Werte für die beiden Meßperioden im Februar 1977 :

1. Periode: $N_X/N_{\pi \text{ stop}} = (5,385 \pm 0,066) \cdot 10^{-3}$

2. Periode: $N_X/N_{\pi \text{ stop}} = (6,564 \pm 0,087) \cdot 10^{-3}$

4.) Die Populierung des 1s-Niveaus als Test.

Eine Möglichkeit, die Resultate der Messungen der Röntgenstrahlen zu kontrollieren, besteht darin, die Populierung des 1s-Niveaus zu berechnen und mit dem bereits bekannten Wert dafür zu vergleichen.

Die Wahrscheinlichkeit, daß ein Pion das 1s-Niveau erreicht, ist

$$w_{1s} = N_X / N \cdot \pi_{\text{stop}} \cdot 1/\eta_{\text{NaJ}} \cdot (1 - \text{Abs.}_X)$$

wobei Abs._X für die Absorption der Röntgenstrahlen im Target selbst steht. Im zylindrischen Target ($r = 25 \text{ mm}$) wurden bei einer mittleren Dicke von $19,6 \text{ mm}$ $16,4 \%$ der Röntgenstrahlen absorbiert.

Damit erhalten wir

$$w_{1s} = (36,7 \pm 5,1) \%$$

Der Wert von Sapp et.al.⁶⁾ ist

$$w_{1s} = (33,5 \pm 6,5) \%$$

5.) Analyse der Spektren der hochenergetischen Photonen.

Wir haben uns bei der Analyse der Photonenpektren auf die beiden Linien beschränkt, die am oberen Ende der Spektren liegen, d.h. auf die beiden niedrigsten Zustände im Endkern ${}^6\text{He}$. Diese Beschränkung ist begründet durch die schlechte Statistik des Koinzidenzspektrums, durch den Untergrund von anderen Kernen und vor allem durch das Fehlen von eindeutigen theoretischen Voraussagen für den Zerfall des ${}^6\text{He}$ in ${}^4\text{He} + n + n$ (mit Photonenenergien bis 132,95 MeV) und ${}^4\text{He} + n$ (bis 132,0 MeV)

Das Verzweigungsverhältnis für die Reaktion ${}^6\text{Li}(\pi^-, \gamma){}^6\text{He}(0^+, \text{Grundzustand})$ mit einer Energie der Photonen $E_\gamma = 133,95 \text{ MeV}$ konnte eindeutig bestimmt werden, da die Daten im Bereich über 133 MeV nur Ereignisse aus diesem Übergang enthalten. An die Linie bei 133,9 MeV in den Spektren wurde die aus der Reaktion $\pi^- + p \rightarrow n + \gamma$ bekannte Auflösungsfunktion angepaßt.

Der erste angeregte Zustand in ${}^6\text{He}$ (2^+) mit 1,8 MeV Anregungsenergie ($E_\gamma = 132,15 \text{ MeV}$) ist ungebunden gegenüber dem Endzustand ${}^4\text{He} + n + n$ um 800 keV und nur mit 150 keV gebunden in Bezug zu ${}^5\text{He} + n$. Da die Breite des 2^+ -Zustands 110 keV ist und weil keine Photoübergänge zum Grundzustand von ${}^6\text{He}$ beobachtet wurden, ist hauptsächlich der Zerfall in ${}^4\text{He} + n + n$ zu erwarten. Die Energieauflösung unseres Experiments erlaubt es jedoch nicht, den Beginn des Kontinuums bei der Schwelle für den ${}^5\text{He} + n$ Zerfall auszuschließen. Diese Schwierigkeit ergab sich auch bei dem einzigen vorhergehenden Experiment ⁷⁾, bei dem die Energieauflösung um einen Faktor zwei schlechter war. Aber selbst die Auflösung von 80 keV, die in der Messung der Reaktion ${}^7\text{Li}(t, \alpha){}^6\text{He}$ ²¹⁾ erreicht wurde, läßt keinen Schluß über die Natur des Kontinuums zu. Bei der Analyse des 2^+ -Zustands wurden deshalb beide Zerfallsmöglichkeiten untersucht. In beiden Fällen ist eine ähnliche Variation des Kontinuums in der Nähe der Schwelle zu erwarten. Obwohl der Zerfall in ${}^4\text{He} + n + n$ ein Endzustand mit vier Körpern ist, läßt ihn an

der Schwelle die starke Wechselwirkung der zwei Neutronen, die aus der $\pi^- + d \rightarrow n + n$ Reaktion ²²⁾ bekannt ist, als quasi-Dreikörperprozess erscheinen. Man kann den Prozess als Einfang eines Pions an einem schwach gebundenen Deuteron betrachten, ebenso wie man die breite Erhebung im unteren Teil des Spektrums auf den Einfang an einem α -Teilchen auffassen kann ²³⁾. Da der Phasenraum für einen Endzustand mit drei Körpern in niedrigster Ordnung linear von $x = \sqrt{E_{\gamma \max} - E_{\gamma}}$ abhängt ²⁴⁾, wurde das Kontinuum durch ein Polynom in x beschrieben, mit der Schwellenenergie $E_{\gamma \max}$ als freien Parameter.

Der 2^+ -Zustand wurde mit einer Breit-Wigner-Verteilung angepaßt, deren Position relativ zum Grundzustand fixiert wurde und deren Breite mit 113 ± 20 keV dem Experiment ${}^7\text{Li}(t, \alpha){}^6\text{He}$ entnommen und ebenfalls festgehalten wurde. Die beste Anpassung mit dem niedrigsten χ^2 wurde für alle Spektren - "frei" und "koinzident" - mit einer Schwellenenergie $E_{\gamma \max}$ erreicht, die dem Endzustand ${}^4\text{He} + n + n$ entspricht. Außerdem zeigte sich, daß höhere Terme als 2. Ordnung in x keinen signifikanten Einfluß haben.

In Abb. 17 sind die Spektren ab einer Photonenenergie von 126 MeV zusammen mit den angepaßten Kurven dargestellt.

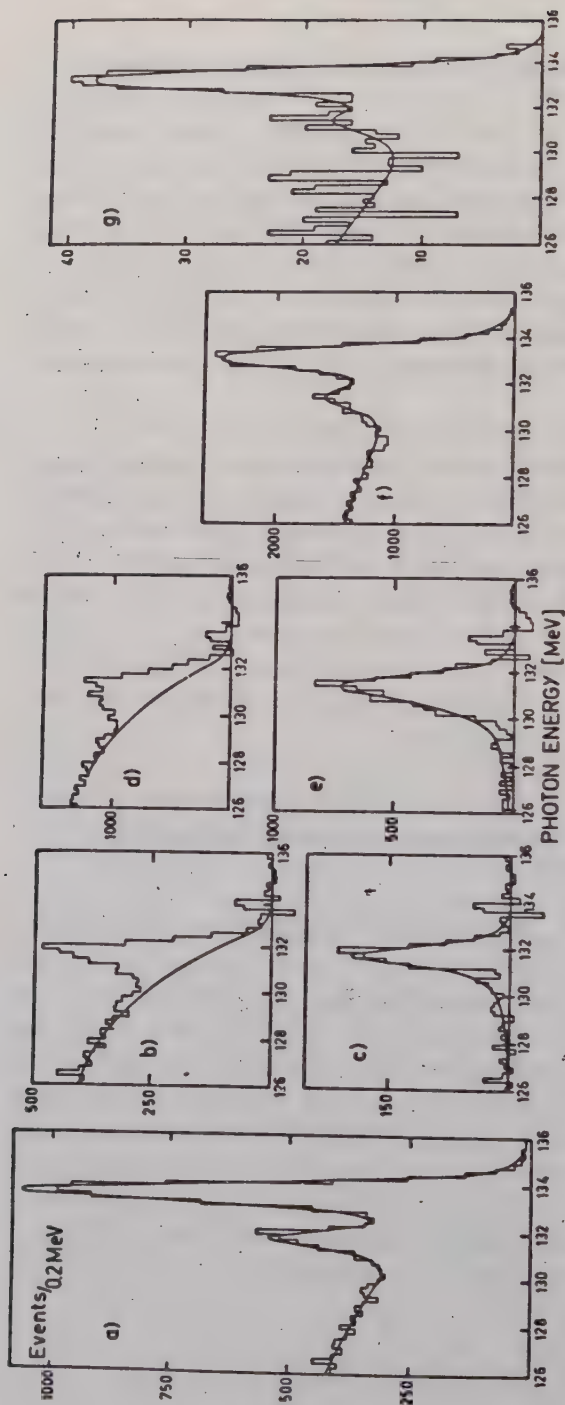


Abb. 17 : Spektren der nicht-koizidenten Photonen, gemessen mit 900 keV (a) und 1,2 MeV (f) Auflösung und der koizidenten Photonen (g). Mit eingezeichnet sind die Anpassungskurven. Von den Spektren a) und f) wurde der O^+ -Grundzustand abgezogen und nur die Anpassung an den Untergrund dargestellt in b) und d). Der 2^+ -Zustand nach Abzug des Untergrunds ist in c) und e) dargestellt.

6.) Ergebnisse

Die Ergebnisse des Experiments sind in Tabelle 2 zusammengefaßt.

Aus dem nicht-koinzidenten Spektrum erhalten wir das Verzweigungsverhältnis für den totalen Strahlungseinfang

$$R = N_{\gamma}/N \cdot \eta_{\text{stop}} \cdot \eta_{\text{P.S.}}$$

Es ist die Summe der Beiträge, die vom Einfang aus den s- und p-Niveaus herrühren (höhere l-Werte können vernachlässigt werden, $\sum_n w_{ns} \sim 10^{-5}$).

$$\begin{aligned} R &= \frac{\Lambda_{1s}}{\Lambda_{\text{tot}}} \cdot \sum_n w_{ns} + \frac{\Lambda_{2p}}{\Lambda_{\text{tot}}} \cdot (1 - \sum_n w_{ns}) \\ &= R_{1s} \cdot \sum_n w_{ns} + R_{2p} \cdot (1 - \sum_n w_{ns}) \end{aligned}$$

Hier wurde die übliche Annahme gemacht, daß das Verzweigungsverhältnis für den Strahlungseinfang von der Hauptquantenzahl unabhängig ist.

Das Verzweigungsverhältnis für den Einfang aus dem 1s-Niveau R_{1s} erhielten wir in der früher beschriebenen Weise aus dem koinzidenten Spektrum und den Röntgenstrahlspektren.

Da die Breite des $2p \rightarrow 1s$ Übergangs bekannt ist ($\Gamma_{2p \rightarrow 1s} = \hbar \cdot \Lambda_{\text{tot}}^{1s} = (193 \pm 12) \text{ eV}^{25}$), können wir die Rate des Strahlungseinfangs aus dem 1s-Niveau berechnen. Mit den Werten für $\sum_n w_{ns}$, der Summe der Populierungswahrscheinlichkeiten der s-Niveaus und $\Lambda_{\text{tot}}^{2p}$, die allerdings relativ große Fehler haben ($\sum_n w_{ns} = (0,40 \pm 0,09)$, $\hbar \cdot \Lambda_{\text{tot}}^{2p} = (0,015 \pm 0,004) \text{ eV}^{6,25}$), kann auch σ_{2p} und Λ_{γ}^{2p} bestimmt werden.

Die speziellen Verzweigungsverhältnisse für die beiden niedrigsten Zustände 0^+ und 2^+ des Endkerns ${}^6\text{He}$ ergeben sich aus dem Inhalt der an die Spektren angepaßten Linien relativ zu den Gesamtspektren. Diese Werte mußten jedoch um 5 % nach oben korrigiert werden, weil die oben erwähnten Untergrundereignisse aus Reaktionen mit ${}^7\text{Li}$, ${}^{12}\text{C}$, ${}^{14}\text{N}$ und ${}^{16}\text{O}$ im Bereich der Photonenenergien über 130 MeV, wo die Linien dieser Zustände liegen, keinen Beitrag liefern, während die Rate der gestoppten Pionen durch diese Verunreinigungen erhöht wird.

In Tabelle 2 sind - soweit dies möglich war - in Klammern die Resultate des einzigen bisherigen Experiments ⁷⁾ zum Vergleich mit angeführt.

Tabelle 2 : Verzweigungsverhältnisse und Raten für die Übergänge zum Grundzustand und ersten angeregten Zustand in ${}^6\text{He}$ und für den gesamten Strahlungseinfang. a) Ref.7)

End- zustand	R %	R_{1s} %	R_{2p} %	Λ_{γ}^{1s} $\cdot 10^{15} \text{s}^{-1}$	Λ_{γ}^{2p} $\cdot 10^{10} \text{s}^{-1}$
0^+ -Grund- zustand	$.34 \pm .03$ ($.31 \pm .03$) ^{a)}	$.48 \pm .05$	$.26 \pm .05$	$1.39 \pm .16$	5.8 ± 1.9
2^+ - Zustand	$.11 \pm .01$ ($.15 \pm .03$) ^{a)}	$.11 \pm .04$	$.11 \pm .04$	$.33 \pm .12$	2.5 ± 1.1
gesamt	$4.02 \pm .30$ ($4.39 \pm .58$) ^{a)}	$4.69 \pm .33$	$3.57 \pm .44$	13.9 ± 1.3	81 ± 24

7.) Vergleich mit theoretischen Modellen

In Tabelle 3 am Ende dieses Kapitels sind die theoretischen Vorhersagen aufgelistet. Sie können in zwei Klassen eingeteilt werden. Die einen benutzen die Stoßapproximation (IA). Sie hängen im wesentlichen ab von der elektrischen Dipolamplitude $E_{0+}^{\pi^-}$ für den elementaren Prozeß $\pi^- + p \rightarrow n + \gamma$ und vom Kernmatrixelement, das wiederum von der Wahl der Kernwellenfunktion abhängt. Für diese Wahl gibt es zwei Möglichkeiten. In den Rechnungen struktureller Art ^{26,27,28,29}, die die Kernstruktur ausgehend von effektiven Zweiteilchenkräften zu beschreiben anstreben, werden Wellenfunktionen benutzt, die die niedrig liegenden Zustände des ${}^6\text{Li}$ gut beschreiben. In der phänomenologischen Näherung ^{30,31,32} werden Wellenfunktionen, meist harmonische Oszillatoren, bestimmt aus einer Anpassung an die gemessenen Matrixelemente der elektromagnetischen und schwachen Wechselwirkung von wenigen tief liegenden Niveaus und ihren isobaren Analogen.

Die Voraussagen der zweiten Klasse basieren auf Techniken der Stromalgebra. Sie werden üblicherweise Elementarteilchenbehandlung (EP) genannt. In diesen Vorhersagen wird angenommen, daß der axiale Formfaktor $F_A(k_\gamma^2)$ gegeben ist durch ³³⁾

$$1) \quad F_A(k_\gamma^2) = F_A(0) \cdot \frac{F_M(k_\gamma^2)}{F_M(0)}$$

Es wird der magnetische Formfaktor $F_M(q^2)$ eingeführt, der in der inelastischen Elektronenstreuung gemessen wurde, und der axiale Formfaktor $F_A(0)$, der aus dem β -Zerfall des ${}^6\text{He}$ bekannt ist.

Die wesentlichen Ausdrücke für die beiden Klassen von Voraussagen sind (wir folgen der Bezeichnung von Ref. 34 in Gleichung 2) und von Ref. 33 in 3)) :

$$2) \quad \text{IA: } \Lambda_Y^{1s} = \frac{16\pi}{3} K \left(1 + \frac{m_\pi}{m_n}\right)^2 |E_{0+}^{\pi^-}|^2 R_S^{(-)} |<1^+ | \Sigma_1^1(k_Y^-) \tau^- | 0^+ >|^2$$

$$3) \text{ EP: } \Lambda_Y^{1s} = \frac{2}{3\pi} K \frac{(1.22)^2}{f_\pi^2} \alpha R_S^{(-)} |F_A(k_Y^{-2})|^2$$

$$K = \frac{k_Y}{m_\pi} \left[1 - \frac{k_Y}{m_\pi + M_6} \right] \left(\frac{2\alpha m_\pi}{1 + \pi_\pi / M_6} \right)^3 \quad k_Y = E_Y = 134 \text{ MeV}$$

$$\alpha = \frac{e^2}{\hbar c} \quad R_S^{(-)} \approx .654 = \text{Unterdrückungsfaktor wegen des Einflusses der starken Wechselwirkung auf die Wellenfunktion des Pions } (30,33)$$

$$|E_{\pi^+}^-| = (3.26 \pm .06) \cdot 10^{-2} m_\pi^{-1} \quad (\text{Ref. 36})$$

$$\Sigma_1' = (\sqrt{\frac{2}{3}} j_0(k_Y r) \bar{Y}_{10}(\hat{r}) - \frac{1}{\sqrt{2}} j_2(k_Y r) \bar{Y}_{20}(\hat{r})) \cdot \vec{\sigma}$$

1.22 = Korrektur für "soft pion" Limitierung ³⁷⁾ (1.08 für γ, π^+)

$$f_\pi = .932 m_\pi$$

$\vec{\tau}$ und $\vec{\sigma}$ sind der Isospin- und der Spinoperator, die j_L sind sphärische Besselfunktionen der Ordnung L und $\bar{Y}_{nl}$ ist die Wellenfunktion des Pions. m_π , m_n und M_6 sind die Massen des Pions, des Neutrons und des ${}^6\text{Li}$ -Kerns.

Die Liste der Wellenfunktionen in Tabelle 3 zeigt, daß die Voraussagen der Stoßapproximation mit phänomenologischen Wellenfunktionen (die bestimmt wurde, ohne den Pioneneinfang oder die Photoproduktion von Pionen einzubeziehen) mit unserem experimentellen Resultat für die Rate Λ_Y^{1s} zum ${}^6\text{He}$ -Grundzustand (0^+) gut übereinstimmt. Weniger gut sagen die Rechnungen strukturallekt diesen Wert voraus.

Unsere Resultate für Λ_{γ}^{1s} zum ${}^6\text{He}$ -Grundzustand sind in sehr guter Übereinstimmung mit Messungen der Reaktion ${}^6\text{Li}(\gamma, \pi^+) {}^6\text{He}$ nahe der Schwelle ^{12,34}). Abgesehen von kinematischen Faktoren unterscheiden sich die beiden Prozesse in den Photonenenergien k_{γ}^- und k_{γ}^+ im Massenschwerpunktsystem und in den Störungsfaktoren R_S^- und R_S^+ der Pionenwelle. Wenn man die Werte für letztere aus dem Krell-Ericson-Potential akzeptiert ($R_S^- = 0,654$ ³³) und $R_S^+ = 0,957$ ¹⁰), $R_S^-/R_S^+ = 0,683$), ergeben die kombinierten Resultate der beiden Experimente $F_A(k_{\gamma}^{-2})/F_A(k_{\gamma}^{+2}) = (1,14 \pm 0,07)$. Dieser Quotient ist zu vergleichen mit $F_M(k_{\gamma}^{-2})/F_M(k_{\gamma}^{+2}) = 1,12$ (Ref. 10 und 34). Umgekehrt erhält man mit Gleichung 1) $R_S^-/R_S^+ = (0,715 \pm 0,089)$. Eine ähnliche Testrechnung kann auch mit den Stoßapproximationsrechnungen durchgeführt werden.

Wenn wir den Übergang zum ersten angeregten Zustand in ${}^6\text{He}$ (2^+ , 1,8 MeV Anregungsenergie) betrachten, sehen wir, daß die einzige theoretische Voraussage ²⁷⁾, die Wellenfunktionen der strukturellen Art von Barker ³⁵⁾ benützt, einen zu hohen Wert für Λ_{γ}^{1s} ergibt. Wird jedoch das Verhältnis $\alpha^{1s} = \Lambda_{\gamma}^{1s}(2^+)/\Lambda_{\gamma}^{1s}(0^+)$ theoretisch bestimmt, ist es mit $\alpha^{1s} = 0,34$ nahe an unserem experimentellen Wert $\alpha^{1s} = (0,23 \pm 0,08)$.

Der Unterschied zwischen unserem Ergebnis für α^{1s} und dem Resultat der Photoproduktion von Pionen an der Schwelle $\alpha^{1s} = (0,80 \pm 0,30)$ kann zumindest teilweise zurückgeführt werden auf die Vernachlässigung des wichtigen Kontinuums aus dem Zerfall in ${}^4\text{He} + n + n$ in der Analyse des Photoproduktion-Experiments.

In einer neueren Arbeit findet J.C.Bergstrom ³⁸⁾ gute Übereinstimmung der Strahlungseinfangrate zum ${}^6\text{He}$ -Grundzustand mit sowohl den Resultaten der Elektronenstreuung und der Photoproduktion von Pionen als auch mit einem phänomenologischen Modell. Für den Übergang zum ersten angeregten Zustand konstatiert er übereinstimmende Werte aus der Elektronenstreuung, der Photoproduktion und der Modellrechnung, die jedoch alle etwa 70% über dem Resultat des Strahlungseinfangs liegen.

J.C.Bergstrom selbst wirft die Frage auf, ob das Modell nicht zu weit getrieben wird in dem Sinn, daß es fraglich ist, ob die 2^+ -Zustände in ${}^6\text{He}$ und ${}^6\text{Li}$ echte Analogzustände sind, das heißt hier, ob sie identische Kernradien haben.

Es läßt sich folgendes feststellen: Die phänomenologischen Rechnungen haben die Tendenz, niedrigere Werte der Matrixelemente (wie vom Experiment verlangt) durch die Wahl größerer Kernradien zu erzielen. Die strukturellen Rechnungen wählen den Kernradius so, daß der mittlere Abstand zwischen den Kernniveaus am besten mit dem Experiment übereinstimmt, überhöhen dann aber die Matrixelemente. Dies scheint eine tiefliegende Schwierigkeit der Kerntheorie zu sein, die mit Hilfe einer exakteren Theorie, wie sie z.B. H.Kümmel und seine Mitarbeiter entwickelt haben ³⁹⁾, überprüft werden sollte.

Komponenten der Wellenfunktion

					b	Λ_Y^{1s}	Λ_Y^{2p}	Reference	Type
${}^6\text{He}(0^+)$		${}^6\text{Li}(1^+)$			[fm]	[s ⁻¹]			
$1S_0$	$3P_0$	$3S_1$	$3P_1$	$3D_1$		10^{15}	10^{10}		
.92	-.40	.95	.30	.02	1.95	1.70	5.4	26	St
.93	-.36	.99	.12	-.03	1.95	1.89	4.8	27	St
.92	-.40	.95	.30	.02	1.66	2.56	3.0	29	St
.84	-.54	.92	.37	.10	2.19	1.32		10	Ph
1.00	-.01	.92	.37	.10	2.30	1.45		10	Ph
1.00	.03	.92	.37	.10	2.03	1.60		34	Ph
1.00	.03	.92	.37	.10	-	1.45		34	Ph
-	-	-	-	-	2.05	1.51	5.3	31	Ph
.89	.45	.97	.25	.05	1.98	1.10	4.1	32	Ph
						1.60		33	EP
						1.39	5.8	dieses	
						± 1.6	± 1.9	Experiment	

${}^6\text{He}(2^+)$		${}^6\text{Li}(1^+)$							
$1D_2$	$3P_2$	$3S_1$	$3P_1$	$3D_1$					
.83	.53	.99	.12	-.03	1.95	.61	3.5	27	St
						.33	2.5	dieses	
						± 1.2	± 1.1	Experiment	

Tabelle 2 :Vergleich der experimentellen Daten mit theoretischen Voraussagen für den ${}^6\text{He}$ Grundzustand und

den ersten angeregten Zustand. b ist der Parameter des harmonischen Oszillators. Λ_{γ}^{1s} u. Λ_{γ}^{2p} sind die absoluten Raten des Strahlungseinfangs aus dem atomaren 1s- und 2p-Niveau. Die theoretischen Werte, die durch Rechnungen der Stoßapproximation mit Wellenfunktionen struktureller Art und mit phänomenologischen Wellenfunktionen erhalten wurden, sind mit St und Ph bezeichnet. In der Rechnung von Ref.31 wurden Matrixelemente für den Pioneneinfang benutzt, die direkt aus anderen Reaktionen erhalten wurden.

Literatur

- 1) M.Conversi,E.Pancini,O.Piccioni, Phys.Rev. 71 (1947) 209
- 2) J.A.Wheeler, Phys.Rev. 71 (1947) 320
E.Fermi,E.Teller, Phys.Rev. 72 (1947) 399
- 3) H.Daniel, Naturwiss. 55 (1968) 314
- 4) T.E.O.Ericson, Exotic Atoms, Lecture Notes (1971) Ref.
TH.1422-CERN
- 5) G.Backenstoss, Ann.Rev.Nucl.Sci.20 (1970) 467
- 6) W.W.Sapp et al., Phys.Rev. C 5 (1972) 690
- 7) H.W.Baer et al., Phys.Rev. C 8 (1973) 2029
- 8) F.Ajzenberg-Selove,T.Lauritzen, Nucl.Phys. A 227 (1974) 1
- 9) J.P.Deutsch et al., Phys.Letters 26 B (1968) 315
- 10) J.C.Bergström,J.P.Auer,R.S.Hicks, Nucl.Phys. A 251 (1975)
401
- 11) R.Neuhausen,R.M.Hutcheon, Nucl.Phys. A 164 (1971) 497
- 12) G.Audit et al., Phys.Rev. C 15 (1977) 1415
- 13) J.C.Alder et al., Nucl.Instr.Meth. 160 (1979) 93
- 14) ich danke C.Tzara und N.de Botton (Saclay), daß sie mir
dieses Target zur Verfügung gestellt haben.
- 15) J.Spuller et al., Phys,Letters 67 B (1977) 479
- 16) H.Wind, CERN Report 72-21 (1972)
- 17) H.v.Fellenberg, Dissertation, Universität von Zürich (1977)
- 18) E.Winkelmann, Dissertation, Universität von Lausanne (1977)
- 19) P.M.Hattersley,H.Muirhead,J.N.Woulds, Nucl.Phys. 67 (1965)
309
- 20) P.J.Castleberry et al., Phys.Letters 34 B (1971) 57
- 21) F.Ajzenberg-Selove et al., Phys.Rev. B 592 (1965) 139
- 22) B.Gabioud et al., Phys.Rev.Letters 42 (1979) 1508
- 23) B.Mithra, Phys.Letters 58 B (1975) 17

- 24) E.Fermi, Nuclear Physics, Chicago Press (1974)
- 25) G.Backenstoss et al., Nucl.Phys. B 66 (1973) 125
- 26) J.D.Vergados, Nucl.Phys. A 220 (1974) 254
- 27) G.E.Dagotar et al., Nucl.Phys. A 282 (1977) 474
- 28) R.A.Eramzhan, R.A.Sakaev, JINT P 2-9610, Dubna (1976)
- 29) J.D.Vergados, H.W.Baer, Phys.Letters 41 B (1972) 560
- 30) J.C.Bergstrom, private Verbindung
- 31) W.Maguire, C.Werntz, Nucl.Phys. A 205 (1973) 211
- 32) F.Roig, P.Pascual, Nucl.Phys. B 66 (1973) 173
- 33) J.Delorme, Nucl.Phys. B 19 (1970) 573
- 34) J.B.Cammarata, T.W.Donelly, Nucl.Phys. A 267 (1976) 365
- 35) F.C.Barker, Nucl.Phys. 83 (1968) 418
- 36) als Überblick über die experimentelle und theoretische Situation siehe H.W.Baer, K.M.Crowe, P.Trüöl, Adv.Nucl. Phys. 9 (1977) 177
- 37) M.Ericson, M.Rho, Phys.Reports 5 C (1975) 58
- 38) J.C.Bergstrom, Phys.Rev. C 21 (1980) 2496
- 39) H.Kümmel et al., Phys.Reports 36 C (1978) 1

Danksagung

Die vorliegende Arbeit entstand im Rahmen einer Kollaboration der Universitäten Lausanne, Zürich und München am Schweizerischen Institut für Nuklearforschung. Allen Mitarbeitern (Lausanne: Prof. C. Joseph, Dr. J.C. Alder, Dr. J.F. Loude, Dr. J.P. Perroud, B. Gabioud, N. Morel, A. Perrenoud, E. Winkelmann; Zürich: Prof. P. Truöl, Dr. H.v. Fellenberg, Dr. F. Hoop, Dr. G. Strassner, A. Frischknecht, W. Stehling; München: Prof. C. Zupančič, Prof. W. Hering, Prof. H. Schmitt, Dr. W. Dahme, Dr. H. Panke) möchte ich meinen Dank aussprechen.

Mein besonderer Dank gilt Herrn Prof. C. Zupančič und Herrn Prof. W. Hering, die diese Arbeit initiierten und bei der Gestaltung halfen und die durch viele anregende Diskussionen sehr zu ihrem Gelingen beitrugen.

Lebenslauf

Name und Vorname: Renker Dieter

Geburtstag und -ort: 11.12.44 in Haidmühle

Staatsangehörigkeit: deutsch

1951 - 1955 Grundschule in Regensburg

1955 - 1964 Oberrealschule in Regensburg

1964 Abitur

1964 - 1972 Studium der Experimentalphysik an der
Universität München und an der Techn.
Universität Berlin

1972 Diplom der Universität München

1972 - 1974 Wissenschaftlicher Angestellter am Max-
Planck-Institut für Physik

1974 - 1977 Wissenschaftlicher Angestellter an der
Universität München

